

# DECAIMIENTOS EN DOS CUERPOS DEL BOSÓN DE HIGGS CARGADO EN EL MODELO DE DOS DOBLETES DE HIGGS TIPO III

Física

Este material de autoestudio fue creado en el año 2007 para la asignatura Física del programa Ingeniería Electromecánica y ha sido autorizada su publicación por el (los) autor (es), en el Banco de Objetos Institucional de la Universidad Pedagógica y Tecnológica de Colombia.





# **Decaimientos en Dos Cuerpos del Bosón de Higgs Cargado en el Modelo de Dos Dobletes de Higgs Tipo III**

Director: Dr. Jairo Alexis Rodriguez López

Estudiante: Herberth Jesús Cárdenas Ramírez

CONVENIO UN-U.P.T.C.



## Decaimientos en Dos Cuerpos del Bosón de Higgs Cargado en el

### Modelo de Dos Dobletes de Higgs Tipo III

---

- Modelos de Dos Dobletes de Higgs
- Potencial de Higgs
- Lagrangiano de Yukawa
- Sector del Higgs Cargado
- Parametrización de Cheng-Sher-Yuan (CSY)
- Términos de Orden de Magnitud Significativa
- Decaimientos del  $H^+$ 
  - Anchos de Decaimiento
  - Análisis de Razones de Decaimiento
  - Razones de Decaimiento
  - Comparación de Razones de Decaimiento
  - Conclusiones
  - Señales de Detección



# Modelos de Dos Dobletes de Higgs

**Tipo I.** Un solo doblete da masa a los quarks UP y DOWN.

**Tipo II.** Un doblete asigna masa a los quarks UP y otro a los DOWN.

**Tipo III.** Ambos dobletes pueden generar las masas para el quark UP y para el DOWN simultáneamente.



# Modelos de Dos Dobletes de Higgs

En el Modelo con Dos Dobletes de Higgs (M2DH), el cual es simplemente una extensión del ME, se introduce un doblete extra de Higgs

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_1^0 \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \phi_2^0 \end{pmatrix},$$

ambos adquieren Valor Esperado de Vacío (VEV) diferente de cero. Por conteo de grados de libertad al final el M2DH extiende el sector de Higgs permitiendo la aparición de 5 bosones de Higgs, nuevos, reales. Estos son tres neutros  $h^0, H^0, A^0$  y dos cargados  $H^\pm$



# Potencial de Higgs

Con el fin de escribir el potencial de Higgs más general, renormalizable y compatible con con la invarianza gauge es conveniente introducir una base de operadores hermíticos, invariantes gauge

$$\hat{A} \equiv \Phi_1^\dagger \Phi_1, \quad \hat{B} \equiv \Phi_2^\dagger \Phi_2,$$

$$\hat{C} \equiv \frac{1}{2} \left( \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) = \Re \left( \Phi_1^\dagger \Phi_2 \right),$$

$$\hat{D} \equiv -\frac{i}{2} \left( \Phi_1^\dagger \Phi_2 - \Phi_2^\dagger \Phi_1 \right) = \Im \left( \Phi_1^\dagger \Phi_2 \right),$$



# Potencial de Higgs

De manera que todas las posibles interacciones bilineales y cuárticas compatibles con la invarianza gauge pueden escribirse como

$$\begin{aligned} V_g(\Phi_1, \Phi_2) = & -\mu_1^2 \hat{A} + \mu_2^2 \hat{B} + \mu_3^2 \hat{C} + \mu_4^2 \hat{D} + \lambda_1 \hat{A}^2 \\ & + \lambda_2 \hat{B}^2 + \lambda_3 \hat{C}^2 + \lambda_4 \hat{D}^2 + \lambda_5 \hat{A}\hat{B} + \lambda_6 \hat{A}\hat{C} \\ & + \lambda_8 \hat{A}\hat{D} + \lambda_7 \hat{B}\hat{C} + \lambda_9 \hat{B}\hat{D} + \lambda_{10} \hat{C}\hat{D}. \end{aligned}$$



# Potencial de Higgs

Este Lagrangiano es mucho más complejo que el del ME puesto que el potencial contiene catorce parámetros. Si se exige que el potencial sea invariante bajo  $C$  es posible ajustar  $\mu_4^2 = \lambda_8 = \lambda_9 = \lambda_{10} = 0$  de modo que los parámetros se reducen a diez.

$$V_{CP}(\Phi_1, \Phi_2) = -\mu_1^2 \hat{A} + \mu_2^2 \hat{B} + \mu_3^2 \hat{C} + \lambda_1 \hat{A}^2 + \lambda_2 \hat{B}^2 \\ + \lambda_3 \hat{C}^2 + \lambda_4 \hat{D}^2 + \lambda_5 \hat{A}\hat{B} + \lambda_6 \hat{A}\hat{C} + \lambda_7 \hat{B}\hat{C}$$

Adicionalmente, se puede siempre hacer una rotación en dos de los dobletes de manera tal que uno de ellos tenga un VEV diferente de cero



# Potencial de Higgs

Respecto al potencial, la relación entre los autoestados gauge y los autoestados de masa en la representación fundamental ( $v_2 = 0$ ), es

$$\begin{pmatrix} \phi_1^+ \\ \phi_2^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G^+ \\ H^+ \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} g_1 \\ g_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G^0 \\ A^0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_1' \\ h_2' \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \alpha' & -\sin \alpha' \\ \sin \alpha' & \cos \alpha' \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} h_1 \\ h_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H^0 \\ h^0 \end{pmatrix}.$$

# Lagrangiano de Yukawa

La estructura más general para los acoplamientos de Yukawa Higgs-fermion, en el M2DH Tipo III es la siguiente

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_Y = & \eta_{ij}^{U,0} \overline{Q}_{iL}^0 \tilde{\Phi}_1 U_{jR}^0 + \eta_{ij}^{D,0} \overline{Q}_{iL}^0 \Phi_1 D_{jR}^0 \\ & + \xi_{ij}^{U,0} \overline{Q}_{iL}^0 \tilde{\Phi}_2 U_{jR}^0 + \xi_{ij}^{D,0} \overline{Q}_{iL}^0 \Phi_2 D_{jR}^0 \\ & + \text{sector leptónico} + h.c. \end{aligned}$$

donde  $\Phi_{1,2}$  representa los dobletes de Higgs,  $\tilde{\Phi}_{1,2} \equiv i\sigma_2 \Phi_{1,2}^*$ ,  $\eta_{ij}^0$  y  $\xi_{ij}^0$  son matrices no diagonales  $3 \times 3$  e  $i, j$  denotan los índices de las familias.

# Lagrangiano de Yukawa

$D_{jR}^0$  se refiere a los tres singletes de quarks tipo down.  $U_{jR}^0$  se refiere a los tres singletes de quarks tipo up. Por último  $\bar{Q}_{iL}^0$  denota los dobletes de quarks izquierdos. El superíndice "0" indica que los campos no son aún autoestados de masa. En general, ambos dobletes pueden adquirir VEV de la forma

$$\langle \Phi_1 \rangle = \frac{v_1}{\sqrt{2}} \quad , \quad \langle \Phi_2 \rangle = \frac{v_2}{\sqrt{2}} e^{i\theta}.$$

Así los dobletes toman la forma

$$\Phi_1 = \begin{bmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{h_1 + v_1 + ig_1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} \quad , \quad \Phi_2 = \begin{bmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{h_2 + v_2 e^{i\theta} + ig_2}{\sqrt{2}} \end{bmatrix}.$$

# Lagrangiano de Yukawa

Sustituyendo los dobletes de Higgs para  $v_1 = v$  y  $v_2 = 0$ , junto con los dobletes y singletes de quarks

$$\overline{Q}_{iL} = \left\{ \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \right\}$$

$$U_{jR} = \{u_R, c_R, t_R\}, \quad D_{jR} = \{d_R, s_R, b_R\},$$

los cuales se pueden agrupar como

$$U = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix}, \quad D = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix},$$

# Lagrangiano de Yukawa

Expandiendo los términos del Lagrangiano se tiene

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_Y = & \frac{\sqrt{2}}{v} \begin{bmatrix} \bar{U}_L^0 & \bar{D}_L^0 \end{bmatrix} M_U^0 \begin{bmatrix} \frac{h_1+v+ig_1}{\sqrt{2}} \\ -\phi_1^+ \end{bmatrix} U_R^0 \\ & + \frac{\sqrt{2}}{v} \begin{bmatrix} \bar{U}_L^0 & \bar{D}_L^0 \end{bmatrix} M_D^0 \begin{bmatrix} \phi_1^+ \\ \frac{h_1+v+ig_1}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} D_R^0 \\ & + \begin{bmatrix} \bar{U}_L^0 & \bar{D}_L^0 \end{bmatrix} \xi^{U,0} \begin{bmatrix} \frac{h_2+ig_2}{\sqrt{2}} \\ -\phi_2^+ \end{bmatrix} U_R^0 \\ & + \begin{bmatrix} \bar{U}_L^0 & \bar{D}_L^0 \end{bmatrix} \xi^{D,0} \begin{bmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{h_2+ig_2}{\sqrt{2}} \end{bmatrix} D_R^0 + h.c. \end{aligned}$$

en donde se ha hecho

$$\eta_{ij}^{U,0} = \frac{\sqrt{2}}{v} M_U^0 \quad , \quad \eta_{ij}^{D,0} = \frac{\sqrt{2}}{v} M_D^0.$$



# Lagrangiano de Yukawa

Con el fin de convertir el Lagrangiano a autoestados de masa se hacen las transformaciones unitarias

$$D_{L,R} = (V_{L,R}) D_{L,R}^0 \quad , \quad U_{L,R} = (T_{L,R}) U_{L,R}^0,$$

de las cuales a su vez se obtienen las matrices de masa diagonalizadas

$$M_U^{diag} = T_L M_U^0 T_R^\dagger \quad , \quad M_D^{diag} = V_L M_U^0 V_R^\dagger.$$

# Lagrangiano de Yukawa

Efectuando operaciones se obtiene

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_Y = & \frac{\sqrt{2}}{v} \bar{U} \left[ K M_D^{diag} P_R - M_U^{diag} K P_L \right] D \phi_1^+ \\ & + \bar{U} \left[ K \xi^D P_R - \xi^U K P_L \right] D \phi_2^+ + h.c. \\ & + \bar{U} M_U^{diag} U + \bar{D} M_D^{diag} D \\ & + \frac{1}{v} \left[ \bar{U} M_U^{diag} U + \bar{D} M_D^{diag} D \right] h_1 \\ & + \frac{i}{v} \left[ \bar{U} M_U^{diag} \gamma^5 U + \bar{D} M_D^{diag} \gamma^5 D \right] g_1 \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \bar{U} \xi^U U + \bar{D} \xi^D D \right] h_2 \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \bar{D} \xi^D \gamma^5 D - \bar{U} \xi^U \gamma^5 U \right] g_2. \end{aligned}$$

# Lagrangiano de Yukawa

Y aplicando la rotación en la parametrización fundamental

$$\begin{aligned} -\mathcal{L}_Y = & \frac{\sqrt{2}}{v} \bar{U} \left[ K M_D^{diag} P_R - M_U^{diag} K P_L \right] D G^+ \\ & + \bar{U} \left[ K \xi^D P_R - \xi^U K P_L \right] D H^+ + h.c. \\ & + \bar{U} M_U^{diag} U + \bar{D} M_D^{diag} D \\ & + \frac{1}{v} \left[ \bar{U} M_U^{diag} U + \bar{D} M_D^{diag} D \right] (\cos \alpha H^0 - \sin \alpha h^0) \\ & + \frac{i}{v} \left[ \bar{U} M_U^{diag} \gamma^5 U + \bar{D} M_D^{diag} \gamma^5 D \right] G^0 \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \bar{U} \xi^U U + \bar{D} \xi^D D \right] (\sin \alpha H^0 + \cos \alpha h^0) \\ & + \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \bar{D} \xi^D \gamma^5 D - \bar{U} \xi^U \gamma^5 U \right] A^0 \end{aligned}$$



# Lagrangiano de Yukawa

En donde  $K = T_L^\dagger V_L$ , es la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Dicha matriz produce una mezcla entre los quarks y permite que en las corrientes cargadas haya cambio de sabor. En general existen varias parametrizaciones para la matriz  $K$  y una de las más utilizadas tiene la forma

$$K = \begin{pmatrix} K_{ud} & K_{us} & K_{ub} \\ K_{cd} & K_{cs} & K_{cb} \\ K_{td} & K_{ts} & K_{tb} \end{pmatrix} \approx \begin{pmatrix} 1 & 0,2 & 10^{-3} \\ 0,2 & 1 & 0,2 \\ 10^{-3} & 0,2 & 1 \end{pmatrix}.$$

# Sector del Higgs Cargado

El segundo término del Lagrangiano anterior permite encontrar las constantes de acoplamiento entre el Higgs cargado y los quarks. Para el caso de los leptones el tratamiento es similar. Tomando únicamente éste término del Lagrangiano, es decir, el correspondiente al sector del Higgs cargado, el cual es el objeto de éste trabajo, se tiene que

$$-\mathcal{L}_{H^\pm ud}^{III} = \bar{U}[K\xi^D P_R - \xi^U K P_L]DH^+ + \text{h.c.}$$


De donde se obtienen productos de la forma  $\bar{u}_i (\xi^U K) d_j$  para los quarks UP y de la forma  $\bar{u}_i (K\xi^D) d_j$  para los quarks DOWN.

# Sector del Higgs Cargado

Considerando las combinaciones entre la segunda y la tercera familia se obtienen los siguientes parámetros

	$UP(a)$	$DOWN(b)$
$c\bar{s}$	$\xi_{cu}K_{us} + \xi_{cc}K_{cs} + \xi_{ct}K_{ts}$	$K_{cd}\xi_{uc} + K_{cs}\xi_{cc} + K_{cb}\xi_{tc}$
$c\bar{b}$	$\xi_{cu}K_{ub} + \xi_{cc}K_{cb} + \xi_{ct}K_{tb}$	$K_{cd}\xi_{ut} + K_{cs}\xi_{ct} + K_{cb}\xi_{tt}$
$t\bar{s}$	$\xi_{tu}K_{us} + \xi_{tc}K_{cs} + \xi_{tt}K_{ts}$	$K_{td}\xi_{uc} + K_{ts}\xi_{cc} + K_{tb}\xi_{tc}$
$t\bar{b}$	$\xi_{tu}K_{ub} + \xi_{tc}K_{cb} + \xi_{tt}K_{tb}$	$K_{td}\xi_{ut} + K_{ts}\xi_{ct} + K_{tb}\xi_{tt}$

Tabla 1: Parámetros de Cambio de Sabor en el M2DH Tipo III.



# Parametrización de Cheng-Sher-Yuan (CSY)

La parametrización CSY permite un mejor estudio de los procesos con Cambios de Sabor en Corrientes Neutras (CSCN). Ésta propone una parametrización para los  $\xi_{ij}$  proporcional al producto de las masas de la forma

$$\xi_{ij} = \frac{\sqrt{m_i m_j}}{v} \lambda_{ij} \quad , \quad \xi_{ii} = \frac{\lambda_{ii} g m_i}{2m_w},$$

# Parametrización de Cheng-Sher-Yuan (CSY)

Aplicando la parametrización CYS y los valores de la matriz  $K$ , los acoplos de los bosones de Higgs  $CP$ -par del modelo y los fermiones quedan dados por

$c\bar{s}$	$UP(a)$	$0,2 \frac{\lambda_{cu} \sqrt{m_c m_u}}{v} + \frac{\lambda_{cc} m_c}{v} + 0,2 \frac{\lambda_{ct} \sqrt{m_c m_t}}{v}$
	$DOWN(b)$	$0,2 \frac{\lambda_{ds} \sqrt{m_c m_u}}{v} + \frac{\lambda_{ss} m_s}{v} + 0,2 \frac{\lambda_{bs} \sqrt{m_b m_s}}{v}$
$c\bar{b}$	$UP(a)$	$10^{-3} \frac{\lambda_{cu} \sqrt{m_c m_u}}{v} + 0,2 \frac{\lambda_{cc} m_c}{v} + \frac{\lambda_{ct} \sqrt{m_c m_t}}{v}$
	$DOWN(b)$	$0,2 \frac{\lambda_{db} \sqrt{m_d m_b}}{v} + \frac{\lambda_{sb} \sqrt{m_s m_b}}{v} + 0,2 \frac{\lambda_{bb} m_b}{v}$
$t\bar{s}$	$UP(a)$	$0,2 \frac{\lambda_{tu} \sqrt{m_t m_u}}{v} + \frac{\lambda_{tc} \sqrt{m_t m_c}}{v} + 0,2 \frac{\lambda_{tt} m_t}{v}$
	$DOWN(b)$	$10^{-3} \frac{\lambda_{ds} \sqrt{m_d m_s}}{v} + 0,2 \frac{\lambda_{ss} m_s}{v} + \frac{\lambda_{bs} \sqrt{m_b m_s}}{v}$
$t\bar{b}$	$UP(a)$	$10^{-3} \frac{\lambda_{tu} \sqrt{m_t m_u}}{v} + 0,2 \frac{\lambda_{tc} \sqrt{m_t m_c}}{v} + \frac{\lambda_{tt} m_t}{v}$
	$DOWN(b)$	$10^{-3} \frac{\lambda_{db} \sqrt{m_d m_b}}{v} + 0,2 \frac{\lambda_{sb} \sqrt{m_s m_b}}{v} + 0,2 \frac{\lambda_{bb} m_b}{v}$

Tabla 2: Parámetros de Cambio de Sabor usando la Parametrización CYS

# Términos de Orden de Magnitud Significativa

Teniendo en cuenta los valores para las masas de los quarks y los valores de los elementos de la matriz  $K$  son de orden de magnitud significativa, unicamente los términos que se muestran en la tabla 3

	$UP(a)$	$DOWN(b)$
$c\bar{s}$	$K_{ts} \frac{\lambda_{ct} \sqrt{m_c m_t}}{v}$	
$c\bar{b}$	$K_{tt} \frac{\lambda_{ct} \sqrt{m_c m_t}}{v}$	$K_{cb} \frac{\lambda_{bb} m_b}{v}$
$t\bar{s}$	$K_{ts} \frac{\lambda_{tt} m_t}{v}$	
$t\bar{b}$	$K_{tb} \frac{\lambda_{tt} m_t}{v}$	$K_{tb} \frac{\lambda_{bb} m_b}{v}$



# Decaimientos del $H^+$

# Anchos de Decaimiento

$$\Gamma (H \longrightarrow P_1 P_2) = \frac{1}{2m_H} |\mathfrak{M}^2| (2\pi)^{-2} \frac{\pi}{2} \lambda^{1/2} \left( 1, \frac{m_1^2}{m_H^2}, \frac{m_2^2}{m_H^2} \right)$$

$$|\vec{p}_H(m_1, m_2)| = \lambda \left( 1, \frac{m_1^2}{m_H^2}, \frac{m_2^2}{m_H^2} \right)^{1/2} = \sqrt{1 - \left( \frac{m_1 + m_2}{m_H} \right)^2} \sqrt{1 - \left( \frac{m_1 - m_2}{m_H} \right)^2},$$

## Fermiones

$$\mathfrak{M} = \bar{u}_1 [i (aP_R + bP_L)] u_2$$

$$|\mathfrak{M}^2| = 2 [p_2 p_1 (a^2 + b^2) - 2m_2 m_1 ab]$$

## Bosones

$$\mathfrak{M} = \frac{ig}{2} \sin \alpha (k + h)^\mu \epsilon_{\lambda\mu}$$

$$|\mathfrak{M}^2| = \frac{g^2 \sin^2 \alpha m_H^4}{16m_W^2} \lambda \left( 1, \frac{m_W^2}{m_H^2}, \frac{m_{h^0}^2}{m_H^2} \right)$$



# Anchos de Decaimiento

$$\Gamma(H^+ \longrightarrow c\bar{s}) = \frac{3m_H K_{ts}^2}{16\pi v^2} \left[ \left( 1 - \frac{m_c^2 + m_s^2}{m_H^2} \right) \lambda_{ct}^2 m_c m_t \right] |\vec{p}_H(m_c, m_s)|$$

$$\Gamma(H^+ \longrightarrow c\bar{b}) = \frac{3m_H}{16\pi v^2} \left[ \left( 1 - \frac{m_c^2 + m_b^2}{m_H^2} \right) (K_{tb}^2 \lambda_{ct}^2 m_c m_t + K_{cb}^2 \lambda_{bb}^2 m_b^2) - 4K_{tb} K_{cb} \lambda_{ct} \lambda_{bb} \frac{\sqrt{m_c m_t} m_c m_b^2}{m_H^2} \right] |\vec{p}_H(m_c, m_b)|$$

$$\Gamma(H^+ \longrightarrow t\bar{s}) = \frac{3m_H K_{ts}^2}{16\pi v^2} \left[ \left( 1 - \frac{m_t^2 + m_s^2}{m_H^2} \right) \lambda_{tt}^2 m_t^2 \right] |\vec{p}_H(m_t, m_s)|$$

$$\Gamma(H^+ \longrightarrow t\bar{b}) = \frac{3m_H K_{tb}^2}{16\pi v^2} \left[ \left( 1 - \frac{m_t^2 + m_b^2}{m_H^2} \right) (\lambda_{tt}^2 m_t^2 + \lambda_{bb}^2 m_b^2) - 4\lambda_{tt} \lambda_{bb} \frac{m_t^2 m_b^2}{m_H^2} \right] |\vec{p}_H(m_t, m_b)|.$$

# Anchos de Decaimiento

$$\Gamma (H^+ \longrightarrow \tau \nu_\tau) = \frac{m_H}{16\pi} \left( 1 - \frac{m_\tau^2}{m_H^2} \right)^2 \xi_{\tau\tau}^2$$

$$\Gamma (H^+ \longrightarrow \tau \nu_\mu) = \frac{m_H}{16\pi} \left( 1 - \frac{m_\tau^2}{m_H^2} \right)^2 \xi_{\tau\mu}^2$$

$$\Gamma (H^+ \longrightarrow \mu \nu_\mu) = \frac{m_H}{16\pi} \left( 1 - \frac{m_\mu^2}{m_H^2} \right)^2 \xi_{\mu\mu}^2$$

$$\Gamma (H \longrightarrow W^+ h^0) = \frac{\sin^2 \alpha m_H^3}{64\pi v^2} \left[ \sqrt{1 - \left( \frac{m_{W^+} + m_{h^0}}{m_H} \right)^2} \sqrt{1 - \left( \frac{m_{W^+} - m_{h^0}}{m_H} \right)^2} \right]^3 .$$



# Análisis de Razones de Decaimiento

---

Las Razones de Decaimiento (Branching Ratio BR), permiten un mejor estudio de los procesos a altas energías. Estas están dadas como el cociente entre el ancho de decaimiento en cada canal y el ancho total de decaimiento. El ancho total es inversamente proporcional al tiempo de vida media de la partícula, es decir cuanto mayor es éste ancho la partícula decae más rápido.



# Análisis de Razones de Decaimiento

En este trabajo se utilizarán ocho canales: cuatro en quarks  $c\bar{s}$ ,  $c\bar{b}$ ,  $t\bar{s}$ ,  $t\bar{b}$ , tres en leptones  $\tau\nu_\tau$ ,  $\tau\nu_\mu$ ,  $\mu\nu_\mu$  y uno en bosones  $W^+h^0$ . De éste modo las Razones de Decaimiento están dadas por

$$BR = \frac{\Gamma_i}{\sum_i \Gamma_i},$$

En donde  $\Gamma_i$  corresponde a cada uno de los anchos para los canales ya mencionados.



# Análisis de Razones de Decaimiento

<i>PARTÍCULAS</i>	<i>MASA (GeV)</i>
<i>QUARKS</i>	$m_u = 3 \times 10^{-3}$ $m_c = 1,2$ $m_t = 174,3$ $m_d = 6,75 \times 10^{-3}$ $m_s = 117,5 \times 10^{-3}$ $m_b = 4,25$
<i>LEPTONES</i>	$m_\tau = 1,77703$ $m_\mu = 105,6583 \times 10^{-3}$
<i>BOSONES</i>	$m_{W^+} = 80,33$ $m_{h^0} = 115$

# Análisis de Razones de Decaimiento

PARÁMETRO	$\lambda_{tc}$	$\lambda_{tt}$	$\lambda_{bb}$	$\xi_{\mu\mu}$	$\xi_{\tau\tau}$	$\xi_{\mu\tau}$
ESCENARIO 1	2	1,5	10	0,12	$2,2 \times 10^{-2}$	$\sqrt{4,44 \times 10^{-2}}$
ESCENARIO 2	0,1	0,1	10	0,12	$2,2 \times 10^{-2}$	$\sqrt{4,44 \times 10^{-2}}$

RESTRICCIÓN	PROCESO	CONDICIÓN
$\xi_{\mu\tau}^2 \in [7,62 \times 10^{-4}; 4,44 \times 10^{-2}]$	$(g-2)_\mu$	$m_{A^0} \rightarrow \infty$
$\xi_{\tau\tau} \in [-1,8 \times 10^{-2}; 2,2 \times 10^{-2}]$	$\tau^- \rightarrow \mu^- \gamma$	$m_{A^0} \rightarrow \infty$
$\xi_{\mu\mu} \in [-0,12; 0,12]$	$\tau^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^-$	$m_{A^0} \rightarrow \infty$
$\xi_{\mu e} \in [-0,39; 0,39]$	$\tau^- \rightarrow e^- e^- \mu^+$	$m_{A^0} \rightarrow \infty$
$\xi_{bb} \in [-100; 100]$	Perturbaciones	$v_2 = 0$
$\xi_{tt} \in [-\sqrt{8}; \sqrt{8}]$	Perturbaciones	$v_2 = 0$

Tabla 4: Restricciones a los Parámetros del Modelo Tipo III.

# Razones de Decaimiento

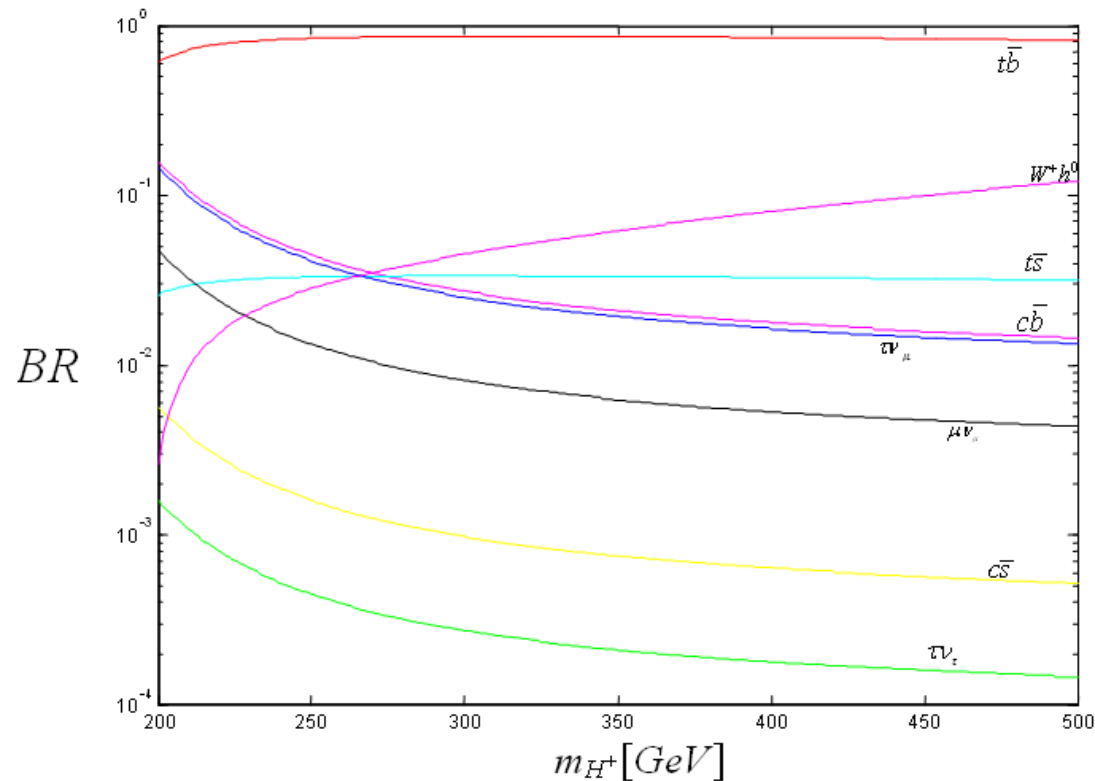


Figura 1: Branching Escenario 1

# Razones de Decaimiento

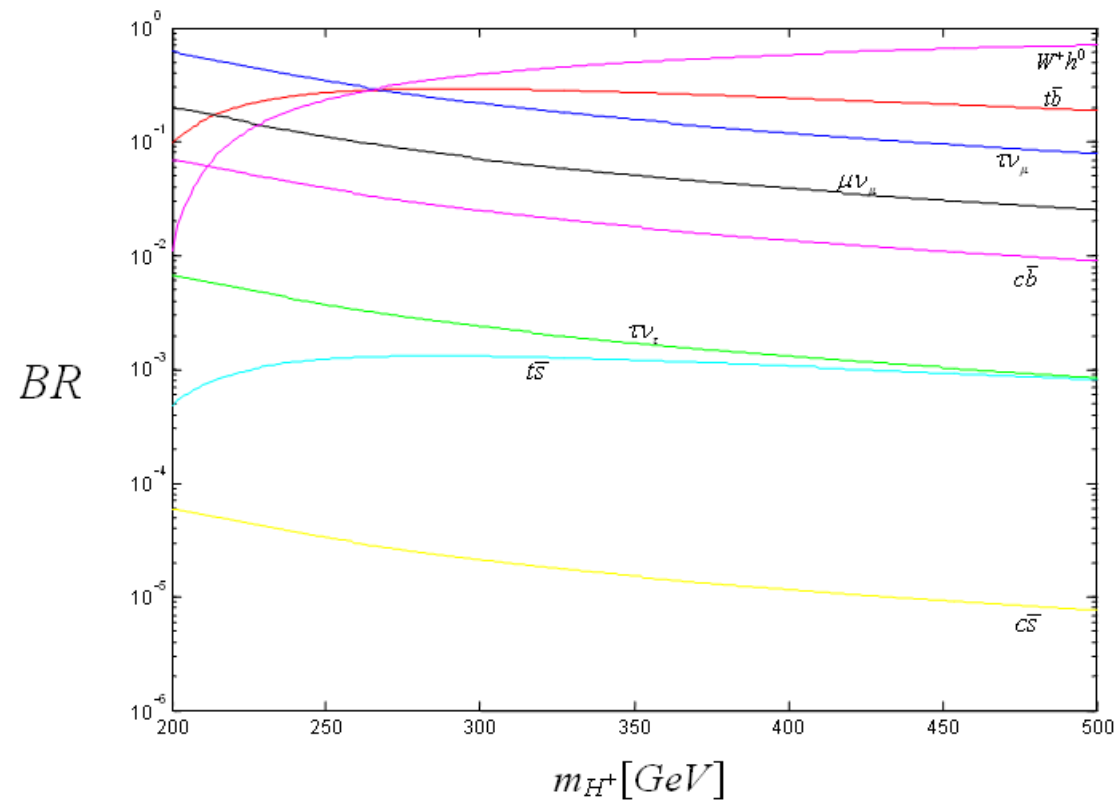


Figura 2: Branching Escenario 2



# Comparación de Anchos de Decaimiento

CAN	MOD	ANCHOS DE DECAIMIENTO
$c\bar{s}$	II	$\frac{3m_H}{8\pi v^2} \left[ \left( 1 - \frac{m_c^2 + m_s^2}{m_H^2} \right) (m_c^2 \cot^2 \beta + m_s^2 \tan^2 \beta) - 4 \frac{m_c^2 m_s^2}{m_H^2} \right]  \vec{p}_H(m_c, m_s) $
	III	$\frac{3m_H K_{ts}^2}{16\pi v^2} \left[ \left( 1 - \frac{m_c^2 + m_s^2}{m_H^2} \right) \lambda_{ct}^2 m_c m_t \right]  \vec{p}_H(m_c, m_s) $
$t\bar{b}$	II	$\frac{3m_H}{8\pi v^2} \left[ \left( 1 - \frac{m_t^2 + m_b^2}{m_H^2} \right) (m_t^2 \cot^2 \beta + m_b^2 \tan^2 \beta) - 4 \frac{m_t^2 m_b^2}{m_H^2} \right]  \vec{p}_H(m_t, m_b) $
	III	$\frac{3m_H K_{tb}^2}{16\pi v^2} \left[ \left( 1 - \frac{m_t^2 + m_b^2}{m_H^2} \right) (\lambda_{tt}^2 m_t^2 + \lambda_{bb}^2 m_b^2) - 4\lambda_{tt}\lambda_{bb} \frac{m_t^2 m_b^2}{m_H^2} \right]  \vec{p}_H(m_t, m_b) $

Tabla 5: Comparación de Anchos de Decaimiento entre el Modelo Tipo II y el Modelo Tipo III

# Comparación de Anchos de Decaimiento

<i>CAN</i>	<i>MOD</i>	<i>ANCHOS DE DECAIMIENTO</i>
$\tau \nu_\tau$	<i>II</i>	$\frac{m_H}{8\pi v^2} m_\tau^2 \tan^2 \beta \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_H^2}\right)^2$
	<i>III</i>	$\frac{m_H}{16\pi} \left(1 - \frac{m_\mu^2}{m_H^2}\right)^2 \xi_{\mu\mu}^2$
$W^+ h^0$	<i>II</i>	$\frac{\sin^2 \alpha m_H^3}{64\pi v^2 (1 + \tan^2 \beta)} [1 + \tan \beta \tan \alpha]^2 \left[ \left(1 - \left(\frac{m_{W^+} + m_{h^0}}{m_H}\right)^2\right) \left(1 - \left(\frac{m_{W^+} - m_{h^0}}{m_H}\right)^2\right) \right]  \vec{p}_H(m_{W^+}, m_{h^0}) $
	<i>III</i>	$\frac{\sin^2 \alpha m_H^3}{64\pi v^2} \left[ \left(1 - \left(\frac{m_{W^+} + m_{h^0}}{m_H}\right)^2\right) \left(1 - \left(\frac{m_{W^+} - m_{h^0}}{m_H}\right)^2\right) \right]  \vec{p}_H(m_{W^+}, m_{h^0}) $

Tabla 6: Comparación de Anchos de Decaimiento entre el Modelo Tipo II y el Modelo Tipo III (Continuación)

# Razones de Decaimiento

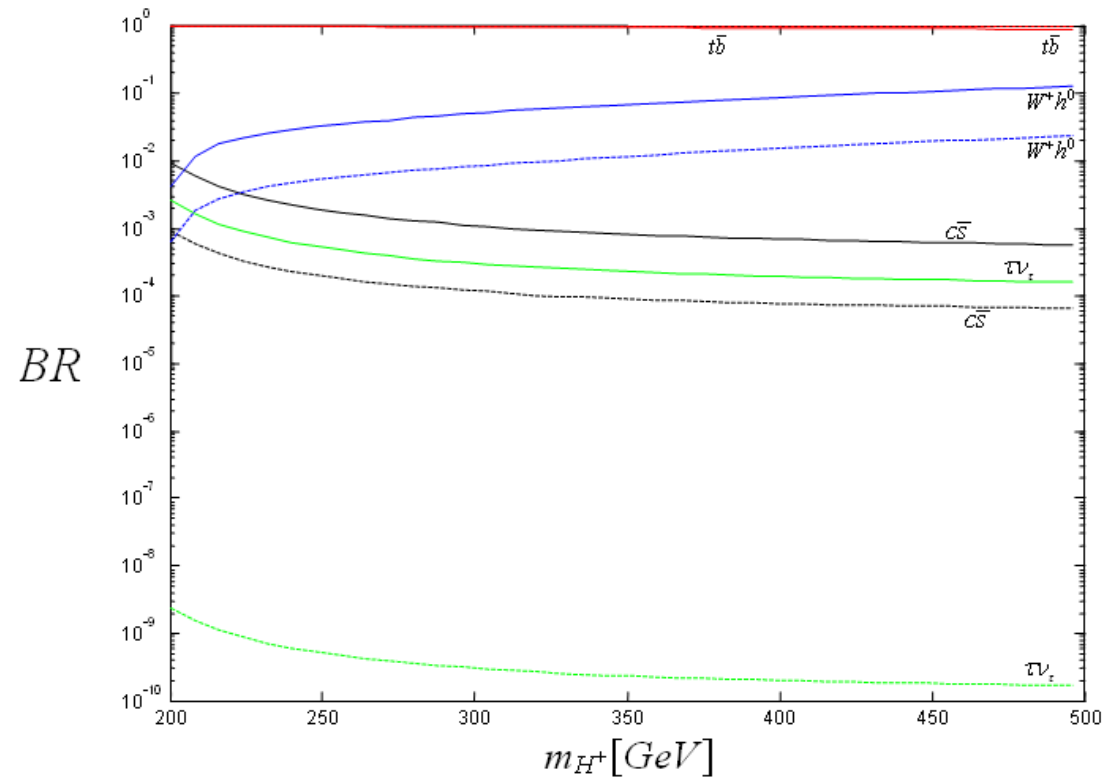


Figura 3: Comparaciones entre Modelo II  $\tan \beta = 0,3$  y Modelo III, Escenario 1

# Razones de Decaimiento

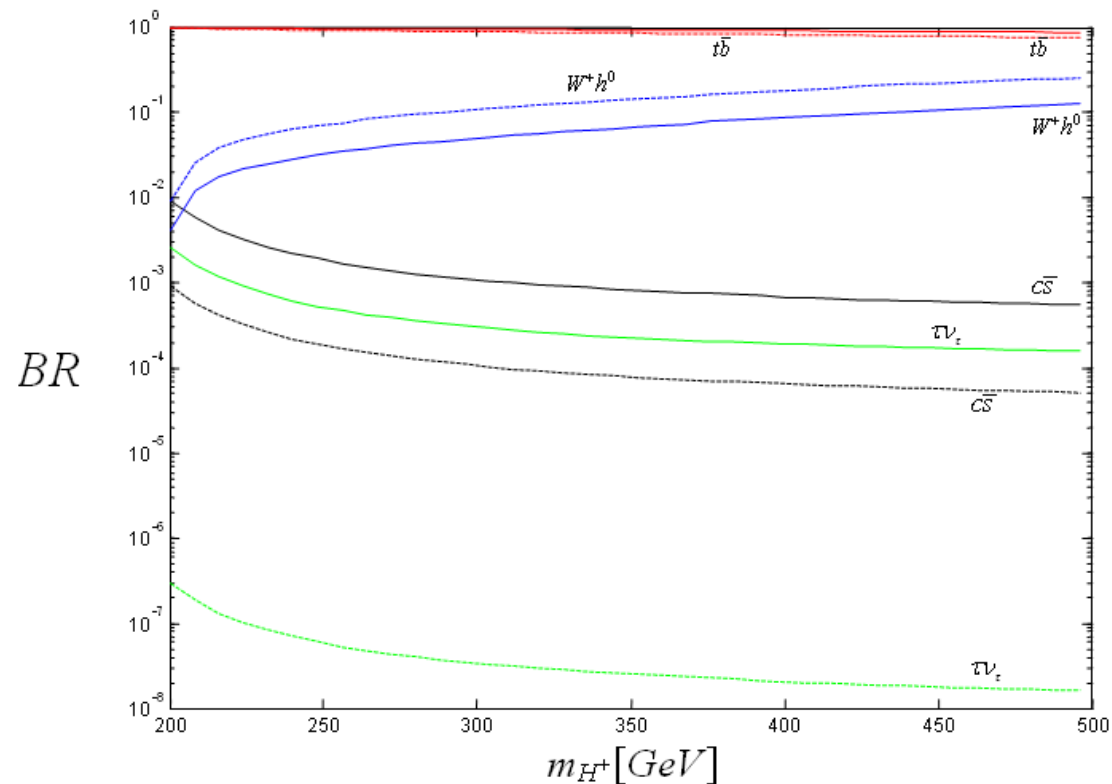


Figura 4: Comparaciones entre Modelo II  $\tan \beta = 1,0$  y Modelo III, Escenario 1

# Razones de Decaimiento

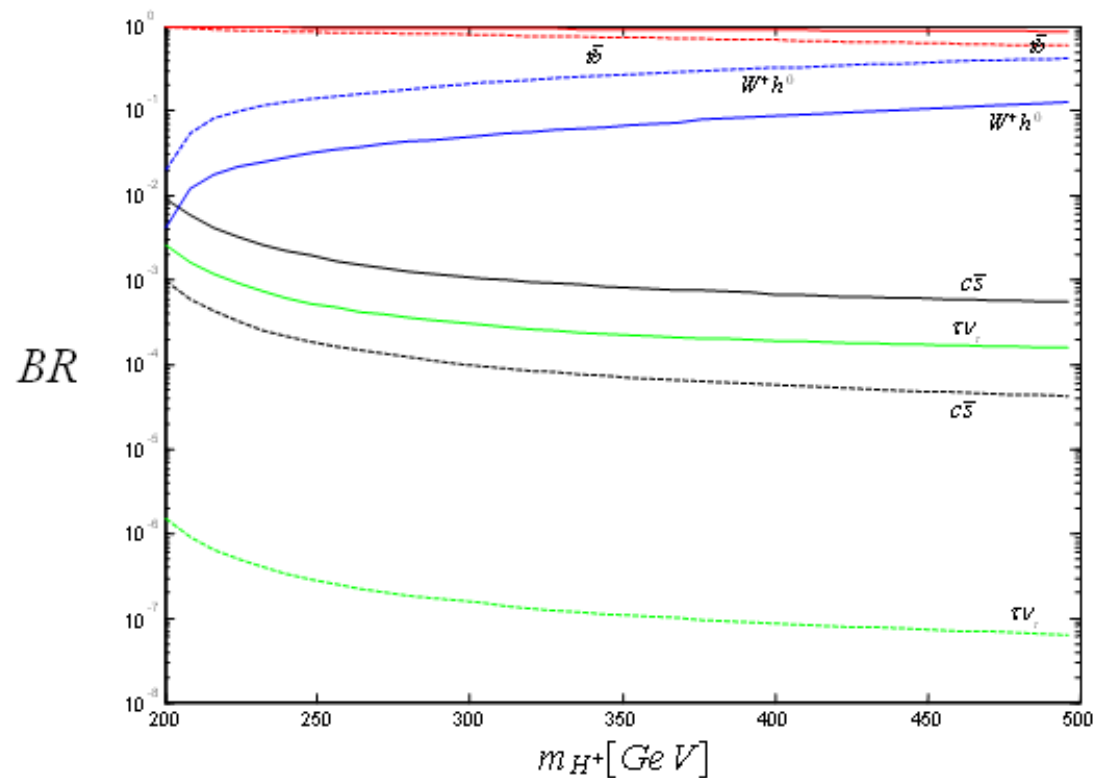


Figura 5: Comparaciones entre Modelo II  $\tan \beta = 1,5$  y Modelo III, Escenario 1

# Razones de Decaimiento

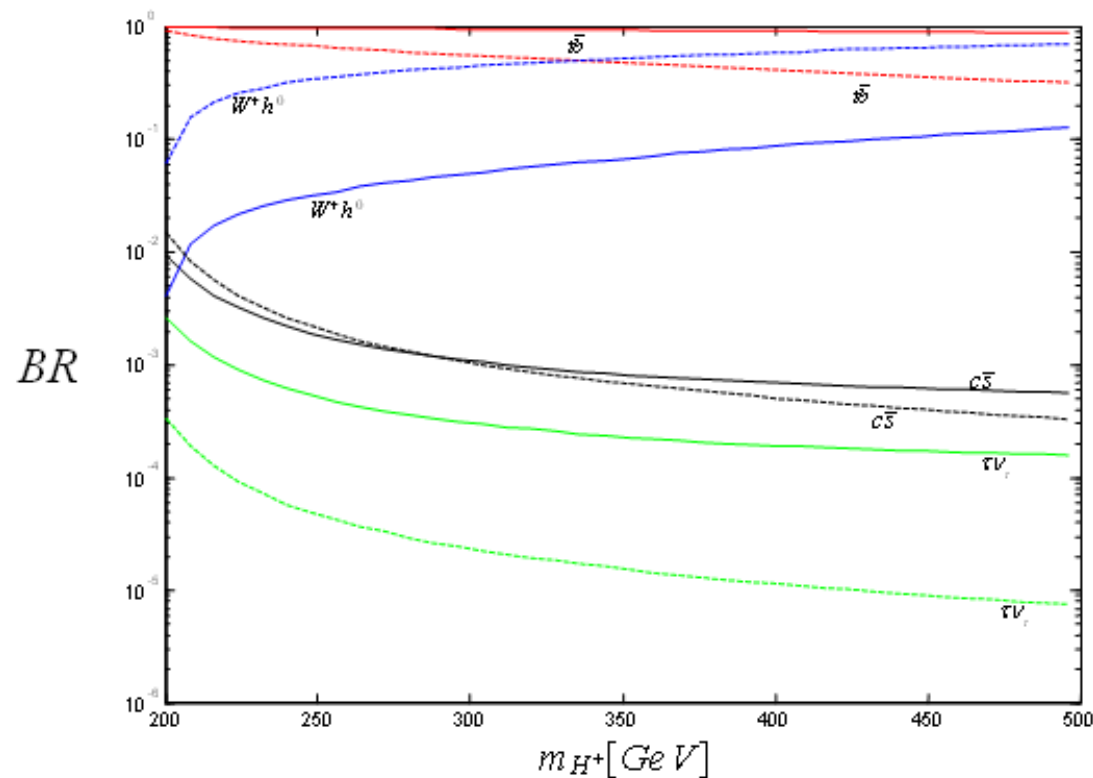


Figura 6: Comparaciones entre Modelo II  $\tan \beta = 10$  y Modelo III, Escenario 1

# Razones de Decaimiento

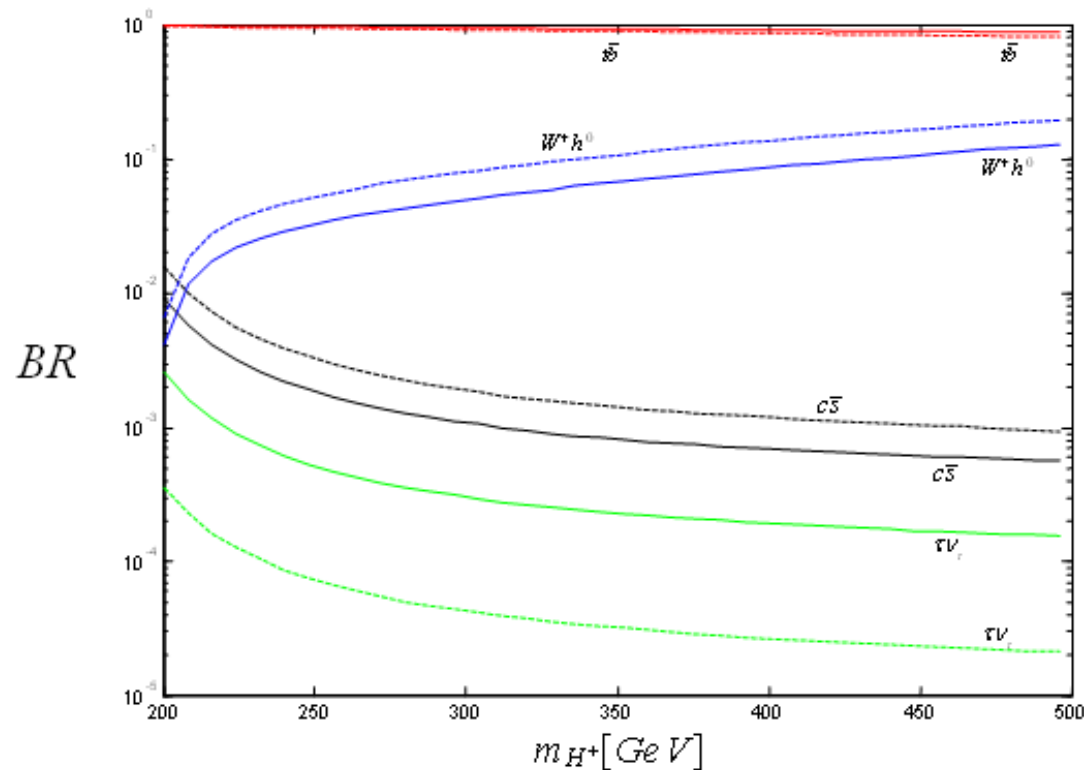


Figura 7: Comparaciones entre Modelo II  $\tan \beta = 30$  y Modelo III, Escenario 1

# Razones de Decaimiento

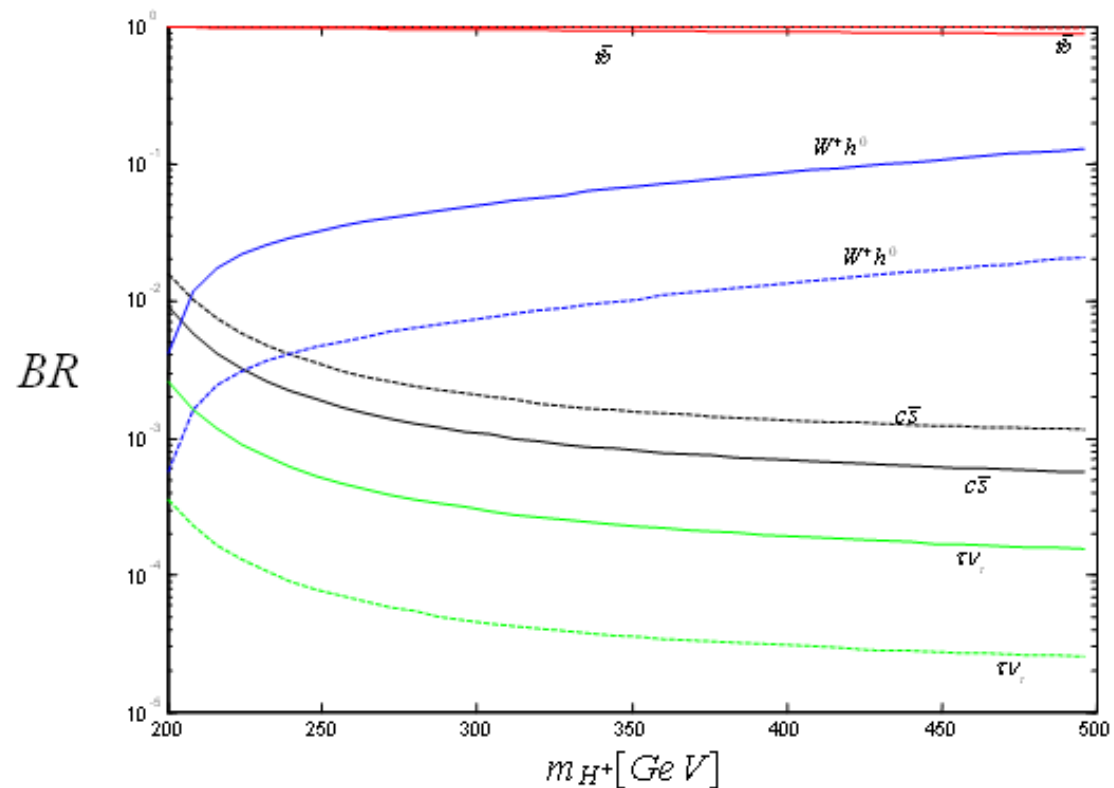


Figura 8: Comparaciones entre Modelo II  $\tan \beta = 100$  y Modelo III, Escenario 1



# Razones de Decaimiento

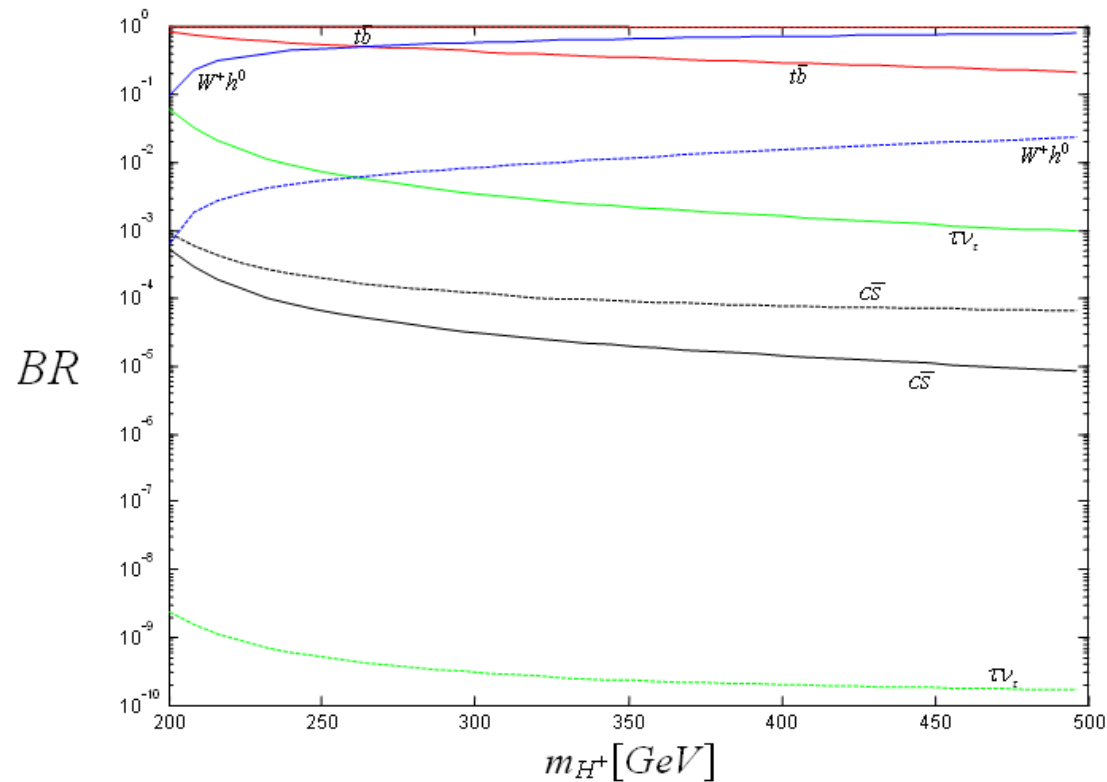


Figura 9: Comparaciones entre Modelo II  $\tan \beta = 0,3$  y Modelo III, Escenario 2

# Razones de Decaimiento

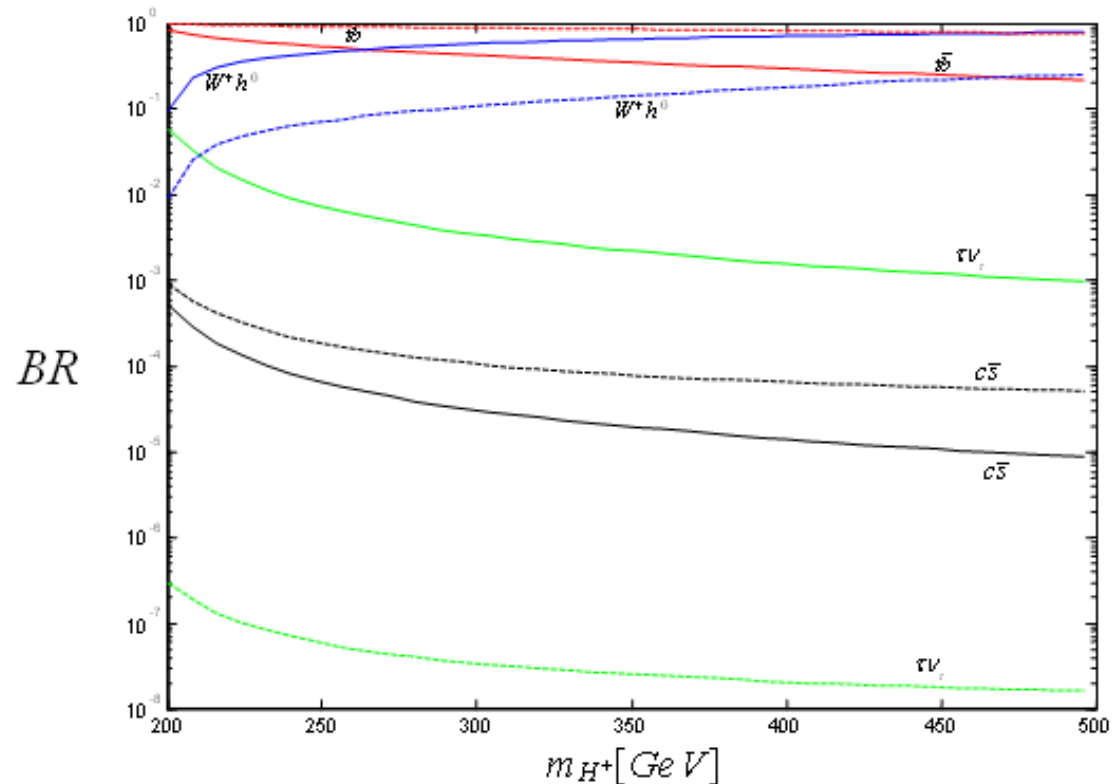


Figura 10: Comparaciones entre Modelo II  $\tan \beta = 1,0$  y Modelo III, Escenario 2

# Razones de Decaimiento

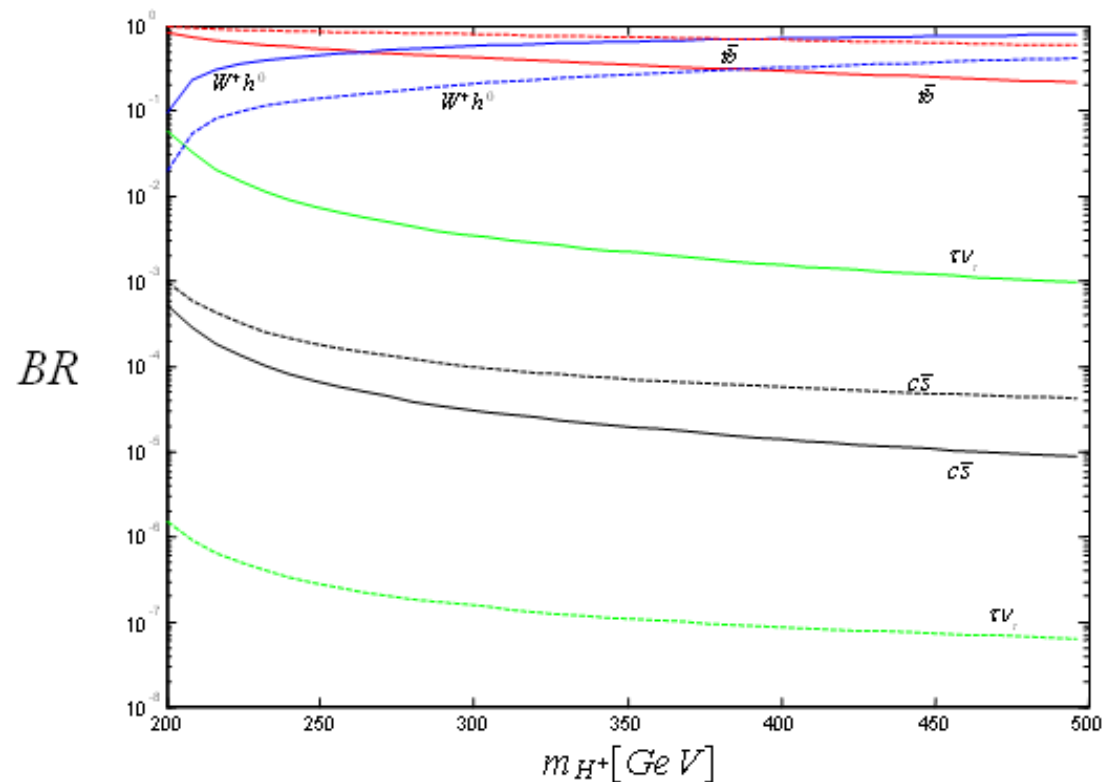


Figura 11: Comparaciones entre Modelo II  $\tan \beta = 1,5$  y Modelo III, Escenario 2

# Razones de Decaimiento

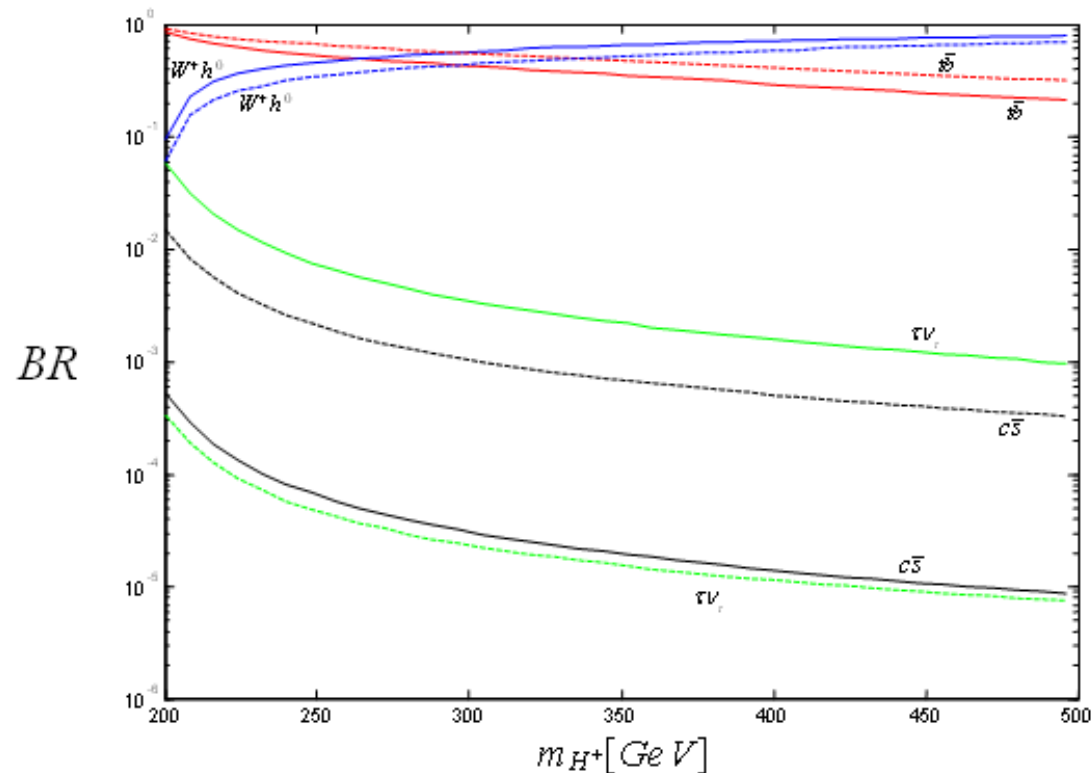


Figura 12: Comparaciones entre Modelo II  $\tan \beta = 10$  y Modelo III, Escenario 2

# Razones de Decaimiento

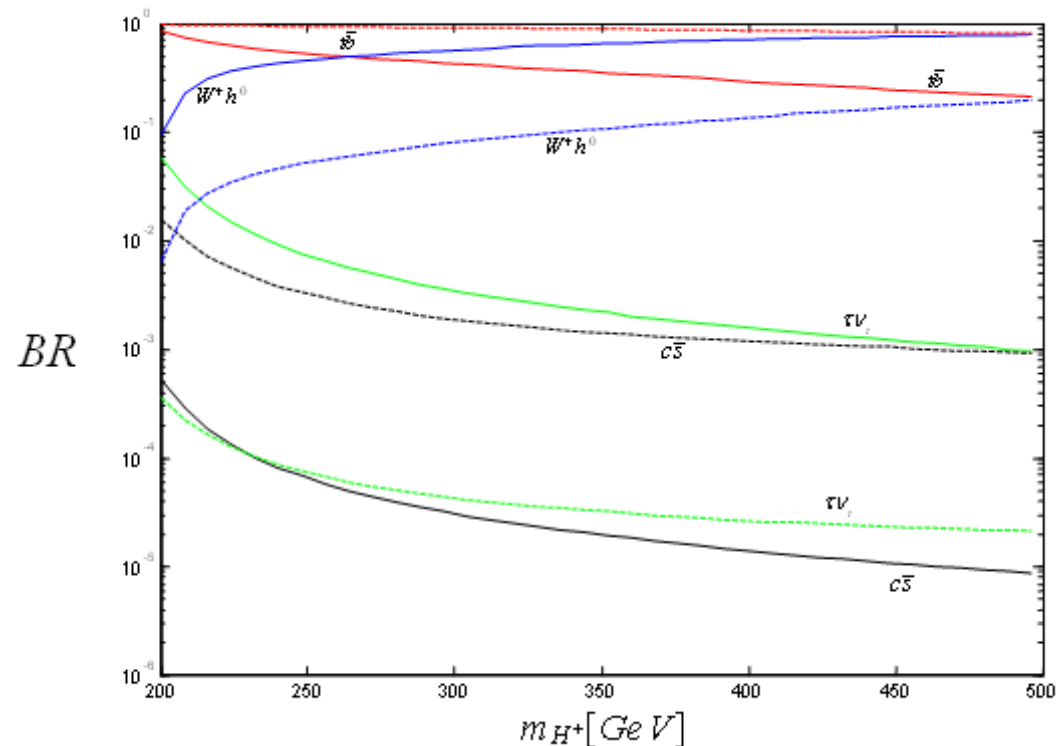


Figura 13: Comparaciones entre Modelo II  $\tan \beta = 30$  y Modelo III, Escenario 2

# Razones de Decaimiento

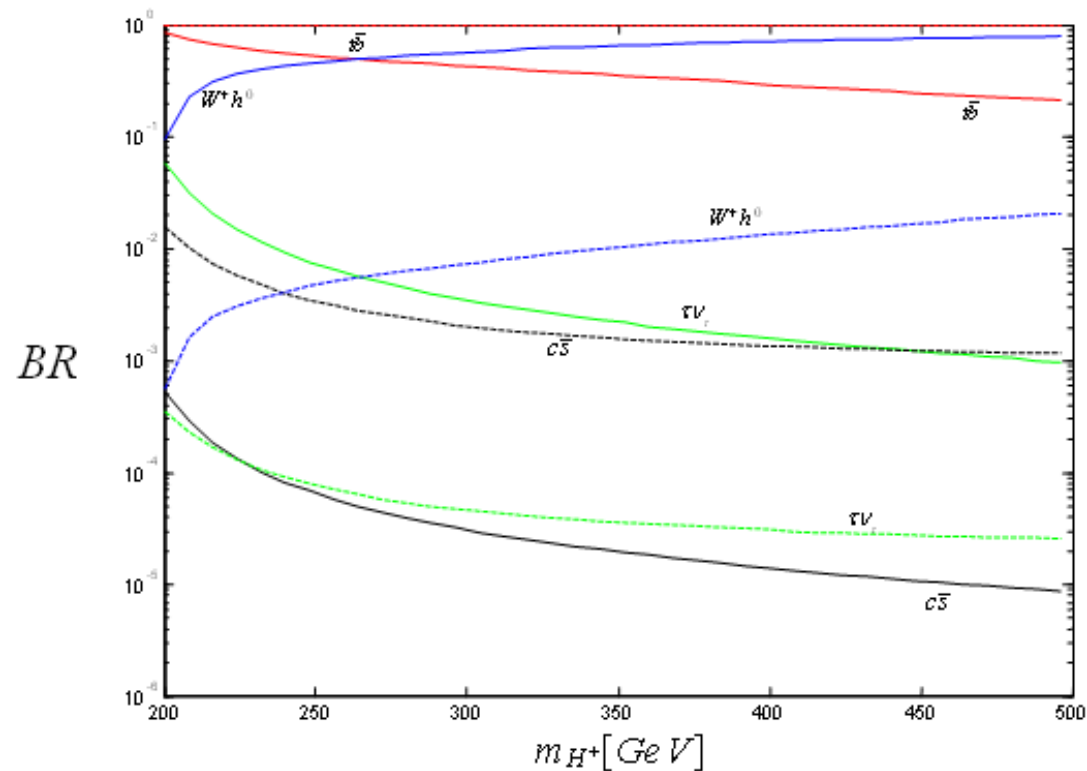


Figura 14: Comparaciones entre Modelo II  $\tan \beta = 100$  y Modelo III, Escenario 2



## Conclusiones

---

- Los modelos con dos dobletes permiten desarrollar Física más allá del ME de manera que a través del RES aparecen en el espectro de partículas no sólo un único Higgs sino cinco, dos de los cuales son cargados, lo que ofrecería una ventaja, pues su detección en los colisionadores sería más sencilla que en el caso de una partícula neutra como el Higgs del ME.



## Conclusiones

---

- El Modelo Tipo III, específicamente, presenta cierta dificultad en la diagonalización de los acoplos de Yukawa dado que es imposible encontrar una transformación que lo haga simultáneamente, y por tanto aparecen cambios de sabor a nivel de árbol.





## Conclusiones

- El modelo Tipo III permite la introducción de los parámetros  $\lambda$  y  $\xi$  en los acoplamientos entre el Higgs cargado y los fermiones, a través de la parametrización CYS, los cuales son proporcionales al producto de las masa de manera semejante a los del ME.
- El calculo de las Razones de Decaimiento en los diferentes canales con Cambio de Sabor entre la segunda y tercera familia permite dar una idea de cual de ellos sería el más probable para masa del Higgs cargado entre 200 y 500 *GeV*.



## Conclusiones

- El análisis de los resultados obtenidos para anchos y razones de decaimiento por medio del M2DH Tipo III muestra el predominio de los canales  $t\bar{b}$  y  $W^+h^0$  para un rango de la masa del Higgs superior a  $260\text{ GeV}$  mientras que los canales  $\tau\nu_\tau, c\bar{s}$  objeto de amplias búsquedas experimentales por medio del modelo Tipo II son menos relevantes hasta con dos y tres ordenes de magnitud por debajo de los primeros.



## Conclusiones

- Las curvas comparativas entre los dos modelos en mención, para los canales  $c\bar{s}$ ,  $t\bar{b}$ ,  $\tau\nu_\tau$  y  $W^+h^0$ , muy frecuentes en los estudios por los autores que trabajan en el Tipo II, confirma el predominio de los mismos canales, aunque para  $\tan\beta = 10$  el canal  $W^+h^0$  supera al  $t\bar{b}$  a partir de los  $350\text{ GeV}$ , en el Escenario 1.
- En el Escenario 2 lo supera para todos los valores de  $\tan\beta$  para una masa del Higgs de aproximadamente  $260\text{ GeV}$ .



## Conclusiones

- La mayor similitud entre los dos modelos se da para los canales predominantes en el Escenario 1, en todos los valores de  $\tan \beta$ , mientras que en el Escenario 2 es notoria únicamente para  $\tan \beta = 10$ .



## Conclusiones

- Desde el punto de vista experimental es posible detectar diferentes señales que se pueden identificar como procedentes de los decaimientos de interés para éste trabajo. La Figura 15 muestra los diagramas de Feynman de tales señales.

# Señales de Detección

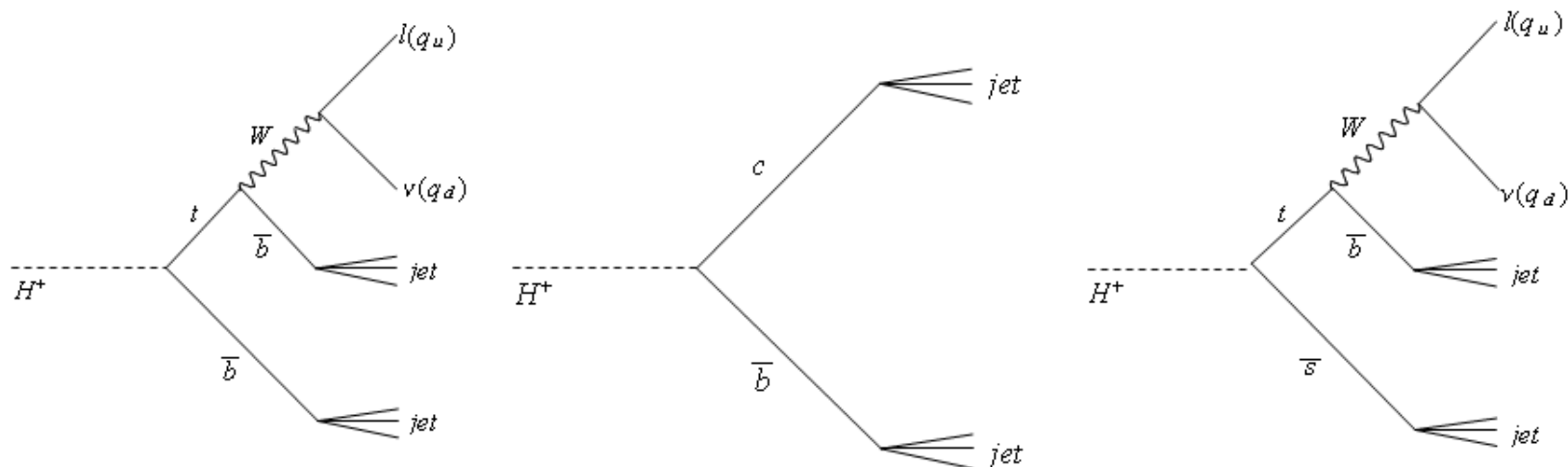


Figura 15: Posibles señales de detección



# Bibliografía

- R. A. Diaz, “Phenomenological analysis of the two Higgs doublet model. ((W)),” arXiv:hep-ph/0212237.
- R. Martinez. "Teoría Cuántica de Campos". Universidad Nacional de Colombia (2002).
- M. Sher, Y. Yuan. Phys Rev. D**44**, 1461 (1991).
- R. Martinez, J. A. Rodriguez and M. Rozo, “Bounds on charged Higgs boson in the 2HDM type III from Tevatron,” Phys. Rev. D **68**, 035001 (2003) [arXiv:hep-ph/0212236].



# Bibliografía

---

- Particle Data Group. Eur. Phys. Jour. C**15**, 1(2000).
- K. A. Assamagan and N. Gollub, “The ATLAS discovery potential for a heavy charged Higgs boson in  $gg \longrightarrow tbH^\pm$  with  $H^\pm \longrightarrow tb$ ,” Eur. Phys. J. C **39S2**, 25 (2005) [arXiv:hep-ph/0406013].
- L. Diaz-Cruz, R. Noriega-Papaqui, A. Rosado. Phys Rev. D**69**, 095002 (2004), [arXiv:hep-ph/0401194]. Y.F. Zhou. J. Phys. D**44**, 783 (2004), [arXiv:hep-ph/0307240]





# Bibliografía

---

- C. A. Marin, “Higgs phenomenology in the two Higgs doublet model of type II,” [arXiv:hep-ph/0409207].
- R. Martinez, J. A. Rodriguez and D. A. Milanes, “The lightest Higgs boson production at photon colliders in the 2HDM-III,” Phys. Rev. D **72**, 035017 (2005) [arXiv:hep-ph/0502087].
- M. Sher, “Scalar-mediated flavor-changing neutral currents,” [arXiv:hep-ph/9809590].